Beiträge
zur experimentellen Bestimmung des Verhältnisses der beiden spezifischen Wärmen $\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$ der Luft.

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

einer hohen

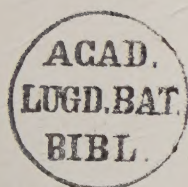
philosophischen Fakultät der Schlesischen Friedrich-Wilhelms-Universität zu Breslau

vorgelegt

und mit deren Genehmigung veröffentlicht

von

Erich Höhne.



Donnerstag, den 24. April 1913 vormittag 11 1/2 Uhr
in der Aula Leopoldina

Vortrag:

„Die physikalischen Grundlagen der Temperaturmessung"

und

Promotion.

Breslau 1913

Druck von Grass, Barth & Comp (W. Friedrich) in Breslau.

Gedruckt mit Genehmigung einer hohen philosophischen Fakultät der Schlesischen Friedrich-Wilhelms-Universität zu Breslau.

Referent: Geheimrat Prof. Dr. Lummer.

Korreferent: Prof. Dr. Pringsheim.

Examen rigorosum: 5. März 1913.

Meinen Eltern.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543108_0077

Inhaltsangabe.

Einleitung.

Seite
§ 1. Überblick über die gebräuchlichen Methoden 7
§ 2. Die Temperaturmethode von Lummer und Pringsheim 8

Teil I.

Übertragung der Methode auf kleines Volumen.

§ 1. Die Versuchsanordnung 9
§ 2. Die Messung der Endtemperatur
A. Das Wollastondrahtbolometer 10
B. Das Saitengalvanometer 13
§ 3. Der Gang der Versuche 14

Teil II.

Die Versuche bei hohen Temperaturen.

§ 1. Die Anordnung 17
§ 2. Die Versuchsergebnisse 20
Schluß 22

Beiträge zur experimentellen Bestimmung des Verhältnisses der beiden spezifischen Wärmen $\varkappa = c_p/c_v$ der Luft.

Von

Erich Höhne.

Für die experimentelle Untersuchung von c_p/c_v hat man mit Erfolg drei prinzipiell von einander verschiedene Wege eingeschlagen. Erstens wurde die klassische Methode von Clément und Desormes[1]) mehrfach[2]) unter teilweise erheblich veränderten und verbesserten Versuchsbedingungen zur $\varkappa$-Bestimmung benutzt. Als zuverlässigster Wert wurde bisher der von Röntgen[3]) gefundene angesehen. Den Abschluß dieser direkt auf Clément und Desormes zurückführenden Untersuchungen bildet die Methode von Maneuvrier[4]), die sich auf das sogen. Reech-Theorem stützt. Bei allen handelt es sich lediglich um Druckmessungen, man hat es also mit einer Druckmethode zu tun.

Bei einer zweiten Gruppe von Untersuchungen legte man die bekannte Beziehung von $\varkappa$ zur Schallgeschwindigkeit dem Experiment zugrunde und ist auch bei den verschiedensten Anordnungen dieser Schallmethode besonders neuerdings zu verhältnismäßig gut übereinstimmenden Resultaten gelangt, wie sie beispielsweise von Hebb[5]) durch direkte Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit im Freien oder großen Räumen oder von Violle und Vautier[6]) durch Versuche in sehr langen Röhren oder nach Kundt und nach Quincke von verschiedenen Beobachtern[7]) in Röhren von kleinen Dimensionen geliefert wurden.

Die dritte Methode ist die von Lummer und Pringsheim[8]), bei der die adiabatische Zustandsgleichung direkt der Ausgangspunkt der Unter-

---

1) Clément und Desormes, Journ. de Phys. 89. 321. 1819.

2) Masson, Ann. de Phys. et Chim. 53. 257. 1858. Cazin, Ann. de Phys. et Chim. 66. 206. 1862. Paquet, Journ. de Phys. 4. 30. 1885. Weisbach. Ziviling. 5. 46. 1859.

3) Röntgen, Ann. 148. 580. 1873.

4) Maneuvrier, C. R. 123. 228. 1896. Ann. Chim. et Phys. 6. 321. 1895

5) Hebb, Phys. Rev. 20. 89. 1905.

6) Violle et Vautier, Ann. de Phys. et Chim. 19. 306. 1890. Congrès Int. de Phys. 1900. 1. 228.

7) Blaikley, Proc. Phys. Soc. 6. 228. 1884. J. W. Low, Ann. 52. 641. 1894. Stevens, Ann. 7. 285. 1902 u. A.

8) Lummer und Pringsheim, Ann. 64. 555. 1898. Wiederholt von Makower, Phil. Mag. 5. 226. 1903. Moody, Phys. Rev. 34. 275. 1912.

suchung ist. Hier kommt es hauptsächlich, wie noch näher ausgeführt werden soll, auf eine möglichst genaue Temperaturbestimmung an. Deshalb will ich sie als die Temperaturmethode der $\varkappa$-Bestimmung bezeichnen.

Für hohe Temperaturen fanden bisher nur die Anordnung von Maneuvrier[1]) (Worthing 1911) und öfters die Schallmethode[2]) nach Quincke Verwendung. Es schien daher wünschenswert, zu untersuchen, in welchem Maße sich auch die Temperaturmethode von Lummer und Pringsheim für die Messung bei hohen Temperaturen eignet. Einen Beitrag zu dieser Frage soll die vorliegende Arbeit liefern.

Der Untersuchung zugrunde liegt die adiabatische Zustandsgleichung:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} \qquad 1)$$

oder explizite für $\varkappa$

$$\varkappa = \frac{\lg p_1 - \lg p_2}{\lg p_1 - \lg p_2 - (\lg T_1 - \lg T_2)} \qquad 2)$$

wo p_1 und p_2 zwei beliebige Drucke, T_1 und T_2 die entsprechenden absoluten Temperaturen sind, wenn das Gas von dem einen Druck auf den anderen adiabatisch übergeht. Dehnt sich also ein Gas von einem bekannten Überdrucke $p + h = p_1$ bei der bekannten absoluten Temperatur T_1 auf den Atmosphärendruck $p = p_2$ adiabatisch aus, so läßt sich die nach erfolgter Expansion durch adiabatische Abkühlung erlangte Endtemperatur T_2 auf bolometrischem Wege messen und dadurch $\varkappa$ bestimmen.

Die Druck- und Temperaturwerte beeinflussen nun das Resultat in sehr verschiedener Weise. Bezeichnet man die Änderungen von $p_1\ p_2\ T_1\ T_2$, die durch die Beobachtungsfehler entstehen können, bezüglich mit f_{p_1}, f_{p_2}, f_{T_1}, f_{T_2}, so ist bekanntlich der Gesamtfehler F bei Vernachlässigung von zweiten und höheren Potenzen

$$F = \pm f_{p_1} \frac{\partial \varkappa}{\partial p_1} \pm f_{p_2} \frac{\partial \varkappa}{\partial p_2} \pm f_{T_1} \frac{\partial \varkappa}{\partial T_1} \pm f_{T_2} \frac{\partial \varkappa}{\partial T_2}, \qquad 3)$$

wobei p_1 auch als Funktion von p_2 zu berücksichtigen ist. Für

$f_{p_1} = 0{,}01$
$f_{p_2} = 0{,}1$
$f_{T_1} = 0{,}005$
$f_{T_2} = 0{,}005$, den Versuchsbedingungen der vorliegenden Arbeit entsprechend, erhält man

---

1) Worthing, Phys. Rev. 33. 217. 1911.

2) Kalähne, Ann. 11. 225. 1903. Stevens, l. c. Leduc, C. R. 126. 1800. 1898. 127. 659. 1898.

$$f_{p_1} \cdot \frac{\partial \varkappa}{\partial p_1} = \mp 0{,}000\,183 \text{ d. i. } 0{,}01\,\% \text{ Abweichung}$$
$$f_{p_2} \cdot \frac{\partial \varkappa}{\partial p_2} = \pm 0{,}000\,072 \text{ d. i. } 0{,}005\,\% \quad " \qquad 4)$$
$$f_{T_1} \cdot \frac{\partial \varkappa}{\partial T_1} = \pm 0{,}000\,865 \text{ d. i. } 0{,}06\,\% \quad "$$
$$f_{T_2} \cdot \frac{\partial \varkappa}{\partial T_2} = \mp 0{,}000\,875 \text{ d. i. } 0{,}06\,\% \quad " \quad ,$$

wobei für $\varkappa$ der Wert 1,400 und als Überdruck 30 mm Hg bei 20⁰ C Anfangstemperatur und 760 mm Atmosphärendruck angesetzt ist. Die Gleichungen 4) lassen erkennen, daß die beiden Temperaturen viel empfindlicher in die Formeln für $\varkappa$ eingehen als die Drucke, daß also bei den Versuchen auf erstere besonderer Wert zu legen ist. Den geringsten Einfluß hat, wie zu erwarten war, der Atmosphärendruck. Wichtiger ist die genaue Bestimmung des Überdruckes, die sich aber ohne erhebliche Schwierigkeit in der angenommenen Genauigkeit von 0,01 mm ausführen läßt. Der Gesamtfehler beträgt hiernach 0,14 %, der mittlere Fehler 0,08 %. Es möge schon hier erwähnt werden, daß sämtliche beobachteten Werte untereinander um höchstens 0,08 % variieren.

Zur Vermeidung der Wärmeleitung von den Wänden her während einer Expansion führte man bisher die Temperaturmessung in der Mitte von möglichst großen Gefäßen aus. Die Größe der benutzten Ballons — bei Lummer und Pringsheim faßte derselbe bei einem Durchmesser von etwa 56 cm ungefähr 90 L, bei Makower sind die entsprechenden Zahlen 46 cm und 50 L und bei Moody 40 cm und 60 L — machte die Methode für die direkte Verwertung bei hohen Temperaturen nicht geeignet. Es war daher zunächst zu untersuchen, bis zu welchem Volumen abwärts diese Temperaturmethode bei geeigneter Versuchsanordnung noch brauchbare Resultate lieferte. Demzufolge teilt sich die vorliegende Arbeit in zwei Teile:

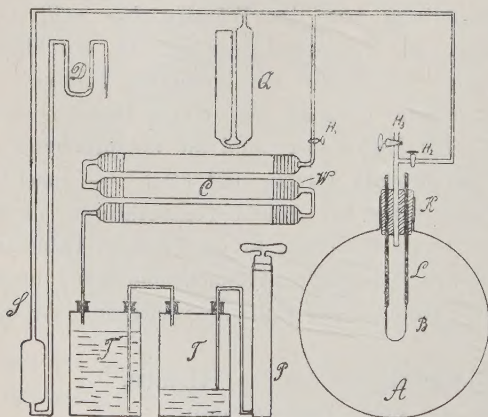
I. Die Überführung der Methode auf ein kleines Volumen.

II. Die Anwendung derselben auf hohe Temperaturen.

I. Für die Vorversuche stand mir, abgesehen von dem Galvanometer und den Widerständen, die von Lummer und Pringsheim benutzte Apparatur zur Verfügung. Bei den endgültigen Versuchen war die Anordnung in bezug auf die Bestimmung der Drucke und der Anfangstemperatur ebenfalls die gleiche[1]). An Stelle des großen Kupferballons traten nach und nach immer kleinere Glasgefäße. Da diese nur eine Öffnung hatten, war die Zuleitung für die Druckluft und der Bolometerleitungen dementsprechend

[1]) Vgl. hierzu die Fig. bei Lummer und Pringsheim, l. c. S. 557.

geändert (s. Fig. 1). Die Luft wurde mittels einer Handdruckpumpe P durch Hahn H_1 und H_2 in den Ballon gepumpt und passierte hierbei zwei Gefäße T mit Schwefelsäure und ein System von Chlorkalziumröhren C, an deren Enden sich als Staubfilter Glaswolle befand. Hahn H_3 diente als Ausflußöffnung. Durch den Kautschukstopfen K führten zwei dicke Kupferbügel L, an deren unteren Enden das Bolometer B angelötet wurde. Über das Wasserbad und die Rührvorrichtung gilt das bei Lummer und Pringsheim[1]) Gesagte. Mit Hilfe eines Kathetometers, das 0,005 mm abzulesen gestattete, wurde nach dem weiten Quecksilbermanometer Q das Schwefelsäuremanometer S sehr sorgfältig geeicht und öfters nachkontrolliert. Innerhalb des Temperaturbereiches von 18 bis 21^0 C entsprach einem Zentimeter H_2SO_4 0,1316 cm Hg. Das offene Ende dieses zweiten Manometers stand wegen der hydroskopischen Eigenschaften der Schwefelsäure durch ein am Ende spitz ausgezogenes Chlorkalziumröhrchen D mit der Außenluft in Verbindung. Für die Messungen wurde allein S benutzt. Zur Bestimmung des Atmosphärendruckes diente ein Gefäßbarometer mit Glasskala. Die einzelnen Teile des Aufbaues waren gut abgedichtet, so daß sich ein Überdruck von $^1/_{10}$ Atmosphären oft tagelang hielt.



Figur 1.

Bei dem Übergang zu kleineren Versuchsgefäßen war besonders darauf zu achten, daß das Bolometer möglichst genau in der Mitte des Ballons justiert war, um der zu erwartenden Wärmeleitung von den Gefäßwänden vorzubeugen. Das Platinsilberblechbolometer[2]) hat aber eine Gesamtlänge von ca. 18 cm, wovon auf den abgeätzten Teil, der allein für die Temperaturmessung in Betracht kommt, etwa 7—8 cm entfallen. Es war daher für den beabsichtigten Zweck zu lang. Ich ersetzte dasselbe durch ein Bolometer aus Wollastondraht von 0,055 mm Silberdurchmesser und nur 0,004 mm Platindurchmesser. Der Draht wurde erst an den Zuleitungen befestigt und dann in der Mitte auf elektrolytischem Wege in der beabsichtigten Länge vom Silber befreit. Vor der Benutzung wurde er längere Zeit in Wasser gespült. Infolge des hohen Widerstandes des Platinfadens war es jetzt möglich, den

[1]) l. c. S. 559.
[2]) l. c. S. 558.

mittleren, vom Silber befreiten Teil wesentlich zu verkürzen und ihn dadurch den kleineren Versuchsgefäßen besser anzupassen. Bolometer von 2 bis 2,5 cm Länge des Platinfadens lieferten noch gute Resultate. Die Länge der Silberenden wurde auf Grund derselben theoretischen Erwägungen bestimmt, wie sie Lummer und Pringsheim für das Platinsilberblechbolometer[1]) angestellt haben. Das Integral der Fourierschen Gleichung der Wärmeleitung für einen stationären Zustand

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} = \left(\frac{f}{a}\right)^2 h (\vartheta - \vartheta_1) \qquad 5)$$

hat bekanntlich die Form

$$\vartheta - \vartheta_1 = (\vartheta_0 - \vartheta_1)\, e^{-\frac{f}{a} x}, \qquad 6)$$

wo $\frac{f}{a} = \sqrt{\frac{2 \cdot h}{r \cdot k}}$, r der Radius, k das innere, h das äußere Wärmeleitvermögen,

$$\vartheta = \vartheta_0 \text{ für } x = 0,$$
$$\vartheta = \vartheta_1 \;\; \text{»} \;\; x = \infty \qquad \text{ist.}$$

Die Werte für k sind aus Landolt-Börnstein III. Aufl. 1912 entnommen. Neuere Bestimmungen von h existieren nicht. Nimmt man mit Lummer und Pringsheim für h (auf mm, mg, sec bezogen) den Wert 0,003 an, so erhält man die Werte der Tab. I.

Tabelle I.

Wärmeleitung in einem Silberdraht.

Konstanten		x mm	$\vartheta - \vartheta_1$	x mm	$\vartheta - \vartheta_1$
$\vartheta_0 - \vartheta_1$	10°,000 C	0	10,000	25	3,122
r	0,055 mm	1	9,545	30	2,473
k	100,6	5	7,923	35	1,959
h	0,003	10	6,277	40	1,552
$\frac{f}{a}$	0,04657	15	4,973	45	1,230
		20	3,942	50	0,974

Hiernach würde erst in einer Entfernung von 50 mm die Temperaturdifferenz unter 1° C heruntergedrückt sein. Zweifellos ist aber h, welches für dicke Stäbe gefunden wurde, bedeutend zu klein[2]). Setzt man dafür

[1]) l. c. S. 570.
[2]) vgl. hierzu l. c. S. 571 Anm.

den wahrscheinlicheren Wert 0,06, den Cardani[1]) für dünne Drähte von 0,245 bis 0,365 mm Durchmesser angibt, so ergeben sich folgende Werte:

Tabelle II.

Wärmeleitung in einem Silberdraht.

Konstanten		x mm	$\vartheta - \vartheta_1$
$\vartheta_0 - \vartheta_1$	10^0,000 C	0	10,000
r	0,055 mm	1	8,112
k	100,6	10	1,246
h	0,06	20	0,155
f/a	0,20827	30	0,019
		40	0,002

Es ist anzunehmen, daß selbst diese Werte dem tatsächlichen Temperaturverlauf noch nicht entsprechen. Einmal sind die Drähte Cardanis immer noch fünf bis sechsmal dicker als die Silberenden des Wollastrondrahtes, und dann darf man nicht unberücksichtigt lassen, daß sich das Bolometer bei der Abkühlung in bewegter Luft befindet, daß also auch schon aus diesem Grunde die Wärmeleitung nach außen eine größere wird.

Die Beobachtung hat auch ergeben, daß Bolometer mit nur 2,5 cm langen Enden vollkommen richtige Resultate liefern. Für die endgültigen Messungen wählte ich jedoch Drähte mit ungefähr 4 cm langen Silberenden, nachdem ich mich davon überzeugt hatte, daß die Widerstandsänderungen der Enden selbst bei einer adiabatischen Abkühlung so gering waren, daß sie für das Resultat nicht in Betracht kamen. Übrigens überstieg die Temperaturänderung bei den Versuchen nie 5^0 C.

In Tabelle III füge ich der Vollständigkeit wegen die Werte bei, die der Temperaturverlauf in dem dünnen Platindraht haben würde, wenn er direkt an den Zuleitungen befestigt wäre. Um aus der Widerstandsänderung der Bolometer auf die Größe der Temperaturänderung schließen zu können, mußte jedes einzelne genau geeicht werden. Zu diesem Zweck variierte ich die Temperatur des Wasserbades innerhalb weiter Grenzen von 5^0 bis 25^0 C und legte die den einzelnen Temperaturen entsprechenden Widerstände graphisch in großem Maßstabe fest. Alle so erhaltenen Kurven waren für das erwähnte Temperaturintervall stets mit einer Genauigkeit von $0,005^0$ C gerade Linien.

[1]) Cardani, Nuovo Cimento 27. 245. 1891. Beibl. 15. 195. 1891.

Tabelle III.

Wärmeleitung in einem Platindraht, r = 0,002 mm; k = 16,64.

h = 0,06; $\vartheta_0 - \vartheta_1 = 10^0$; f/a = 1,8989				h = 0,003; $\vartheta_0 - \vartheta_1 = 10^0$; f/a = 0,4246			
x mm	$\vartheta - \vartheta_1$	x mm	$\vartheta - \vartheta_1$	x mm	$\vartheta - \vartheta_1$	x mm	$\vartheta - \vartheta_1$
0	10,000	3	0,034	0	10,000	10	0,143
1	1,497	4	0,005	1	6,540	15	0,017
2	0,224	5	$0,00\bar{1}$	5	1,197	20	0,002

Da bei einer Expansion die Wände des Gefäßes sofort Wärme an die Umgebung abgeben, wird sich ein stationärer Zustand, der erfahrungsgemäß unmittelbar nach erfolgter Ausströmung eintritt, überhaupt nur in der Mitte ausbilden können. Die Dauer desselben ist in hohem Grade von der Größe des Ballons abhängig. Während z. B. bei dem 90 L-Ballon 10 sec vom Öffnen des Hahnes an gerechnet der stationäre Zustand noch besteht, beträgt die maximale Dauer bei einem Glasballon von 15 L Inhalt etwa 6,5 sec, bei einem solchen von 6 L 5 sec und bei einem Einlitergefäß weniger als 1 sec. Innerhalb dieser Zeiten müssen die Ausflußzeiten liegen und können im übrigen beliebig, wie die Beobachtungen gezeigt haben, ohne Einfluß auf das Resultat variiert werden. Bei Benutzung kleiner Volumina mußte also zunächst die Ausströmung selbst möglichst beschleunigt werden, um zwischen dem Eintreten und dem Aufhören des stationären Zustandes soviel Zeit zu gewinnen, daß eine genaue Widerstandsmessung des Bolometers erfolgen konnte. Ich suchte dies dadurch zu erreichen, daß ich nur Ausflußhähne von großer Durchbohrung (mehr als 6 mm) verwandte und mit nicht zu großen Überdrucken — im höchsten Falle betrug derselbe 60 mm Hg — arbeitete. Bei der Kürze der verfügbaren Zeit ist nun die Einspringmethode[1]) von Kurlbaum für die Versuche nicht geeignet. Die günstigste Bedingung ist die, daß man den Abkühlungsvorgang des Gases mit verfolgen kann, um den Eintritt des stationären Zustandes sofort sicher zu erkennen. Sie wird erfüllt bei Benutzung des Einthovenschen Saitengalvanometers[2]). Es besitzt den großen Vorzug vollkommener Aperiodizität. Seine Empfindlichkeit ist von der Spannung des vergoldeten Quarzfadens, der durch ein Mikroskop beobachtet wird, abhängig und reichte hier bis $3{,}10^{-9}$ Ampère. Sie konnte jedoch nicht voll ausgenutzt werden, weil damit eine zu große Einstelldauer des Fadens verbunden war. Die Spannung des Fadens

[1]) l. c. S. 565.

[2]) Edelmann, Phys. Z. 7. 115. 1906. NB. Das Instrument, welches mir zur Verfügung stand, war ein sogen. kleines Modell mit permanentem Magneten und 120 Ohm innerem Widerstande.

wurde deshalb für die meisten Versuche besonders reguliert. Für gewöhnlich war die Einstellzeit etwa 1 sec. Sie muß stets kleiner sein als die Ausflußzeit des Gases, damit der Faden die Widerstandsänderung des Bolometers auch momentan anzeigt. Die Proportionalität der Ausschläge nach rechts und links von der Nullage hängt von der genauen Justierung des Galvanometers ab.

Mit Hilfe dieses Instruments und des beschriebenen Wollastondrahtbolometers war es nun möglich, die $\varkappa$-Bestimmungen in wesentlich kleineren Gefäßen auszuführen.

Nachdem die Rührer in Tätigkeit gesetzt und der Atmosphärendruck bestimmt waren, wurde die Luft langsam durch die Trockenapparate in den Ballon gepumpt und der am Schwefelsäuremanometer abgelesene Überdruck so eingestellt, daß die auf Null Grad C reduzierten Hg-Drucke ganze Millimeter ergaben. Für die Widerstandsmessung benutzte ich durch einen geeigneten Nebenschluß einen Strom von $^1/_5$ Volt Spannung, um eine Erwärmung des dünnen Platindrahtes zu vermeiden[1]). Nach Abgleichung der Wheatstoneschen Brückenschaltung wurde nun durch Stecken einiger Widerstände im Rheostaten auf die durch die adiabatische Abkühlung etwa zu erwartende Widerstandsänderung des Bolometers eingestellt. Das Gleichgewicht der Brücke war also gestört, durch das Galvanometer floß ein Strom, und der Faden zeigte einen Ausschlag. Jetzt wurde Hahn H_1 und H_2 geschlossen, um nach Beendigung des Versuches den Überdruck noch einmal nachprüfen zu können und unter ständiger Beobachtung des Galvanometerfadens der Ausflußhahn H_3 geöffnet. Die Luft strömte aus, und der Quarzfaden des Galvanometers bewegte sich entsprechend der Abkühlung der Luft auf die Nullage zu. War nun vorher beispielsweise zu viel Widerstand im Rheostaten gesteckt worden, so erreichte er die Nullage nicht, im anderen Falle, wenn das Bolometer sich mehr abkühlte, als man ungefähr erwartete, ging der Faden über diese hinaus. Bei Eintritt des stationären Zustandes stand der Faden still und blieb solange in seiner Stellung, bis durch die Wärmeleitung das Gas in unmittelbarer Umgebung des Bolometerdrahtes sich wieder erwärmte. Durch die Differenz von der Nullage konnte man nun sehr leicht den Fehler bestimmen, den man zuerst beim Stöpseln des Widerstandes gemacht hatte. Bei denselben Anfangsbedingungen und abgeglichener Brücke brauchte man nur, bevor man zum zweiten Male das Gas ausströmen ließ, festzustellen, um wieviel man den Widerstand im Rheostaten ändern mußte, bis die vorerwähnte Differenz von der Nullage sich wieder einstellte. Diesen Betrag zählte man dann zu dem zuerst gesteckten Widerstande zu oder zog ihn davon ab und hatte auf diese Weise die richtige Widerstandsänderung für den betreffenden Druck. Ließ man also jetzt die Luft ausströmen, so mußte der Faden nach erfolgter Expansion genau auf

[1]) vgl. l. c. S. 564.

seine Nullstellung zurückgehen. Bei einiger Übung in der Ablesung der mikroskopisch beobachteten Fadenstellung gelang dies stets, und man war so der Mühe des mehrfachen Probierens enthoben. Die so gefundene Widerstandsänderung wurde dann auf der Eichkurve des Bolometers in die entsprechende Temperaturänderung ausgewertet und man hatte auf diese Weise sämtliche Bestimmungsstücke für $\varkappa$. Als absoluter Nullpunkt für Luft ist — 272,4⁰ C gewählt[1]).

Als Ausgangspunkt für die endgültigen Versuche benutzte ich zunächst einen Glasballon von 15 Litern Inhalt. Um mich davon zu überzeugen, ob für dieses Volumen noch dieselben Bedingungen galten wie für den großen Kupferballon der Lummer-Pringsheimschen Anordnung, wurde die erste Versuchsreihe mit einem Platinsilberblechbolometer angestellt. Tabelle IV gibt die erhaltenen Werte. Das Mittel aus diesen vier Werten stimmt mit dem von Lummer und Pringsheim ohne hinzugefügte Strahlungskorrektion gefundenen bis auf eine Stelle der letzten Dezimale überein. Nun ersetzte ich das Platinsilberblechbolometer durch ein solches aus Wollastondraht von ungefähr derselben Länge. Die Versuchsresultate sind in Tabelle V wiedergegeben. Wie man sieht, stimmen die aus beiden Tabellen sich ergebenden Werte gut überein.

Tabelle IV.

Platinsilberblechbolometer. Glasballon, ca. 15 l.

Datum	W_1 (Ω)	W_2 (Ω)	t_1 ⁰ C	t_2 ⁰ C	p_1 mm	p_2 mm	Δ p	$\varkappa$
28./2.	97,200	96,103	16,⁰30	10,⁰54	808,91	753,91	55	1,4009
„	97,230	96,420	16,⁰40	12,⁰18	796,20	756,20	40	1,3997
„	97,200	96,597	16,⁰30	13,⁰09	782,71	752,71	30	1,4007
„	97.246	96,023	16,⁰50	10,⁰27	816,60	756,60	60	1,3999

Mittel $\varkappa$ = 1,4003
Strahlungskorrektion 0,0021
Resultat $\varkappa$ = 1,4024

Tabelle V.

Wollastondrahtbolometer. Glasballon, 15 l.

Datum	W_1 (Ω)	W_2 (Ω)	t_1 ⁰ C	t_2 ⁰ C	p_1 mm	p_2 mm	Ausflußzt. sec	$\varkappa$
6./3.	1500,2	1488,5	17,⁰41	14,⁰15	772,28	742,28	1	1,3996
„	1500,1	1488,4	17,⁰41	14,⁰14	772,37	742,37	4	1,3998
„	1500,1	1488,4	17,⁰41	14,⁰14	772,37	742,37	6,5	1,3998
„	1500,1	1488,4	17,⁰41	14,⁰14	772,38	742,38	6,5	1,3997

[1]) vgl. l. c. S. 579.

Mittel $\varkappa = 1,3997$
Strahlungskorrektion $0,0021$
Resultat $\varkappa = 1,4018$

Lummer und Pringsheim geben als Strahlungskorrektion den Wert 0,0021 an. Da derselbe von der Länge des Bolometers unabhängig ist, wurde er auch den vorliegenden Messungen zugrunde gelegt.

Für alle weiteren Versuche verwandte ich nur noch Wollastondrähte. Tabelle VI gibt eine Versuchsreihe in einem Glasballon von 5,6 Liter Inhalt. Schließlich stellte ich Versuche in einer Einliterflasche an; die Ergebnisse sind in Tabelle VII enthalten. Die Ausflußzeit schwankt hier zwischen 0,5 und 0,8 sec. Diesen Wert hatte auch ungefähr die Einstellzeit des Fadens, die sich mit Rücksicht auf die Empfindlichkeit des Galvanometers nicht weiter vermindern ließ. Die Beobachtung erforderte hier wegen der Kürze des stationären Zustandes große Aufmerksamkeit und war schwierig auszuführen. Ich glaube hiermit die unterste Grenze der Ausführbarkeit mit den mir zur Verfügung stehenden Mitteln erreicht zu haben.

Nachdem es somit gelungen ist, die Temperaturmethode auch auf kleine Volumina zu übertragen, bietet sich nun die Aussicht, auch solche Gase nach dieser Methode zu untersuchen, die bisher noch nicht in größeren Mengen zur Verfügung stehen, solange wenigstens das Wärmeleitvermögen derselben nicht erheblich besser ist als dasjenige der Luft. Besonders dürfte auch die Anwendung auf tiefe Temperaturen, soweit es sich jetzt übersehen läßt, nicht auf allzugroße Schwierigkeiten stoßen.

Tabelle VI.

Wollastondrahtbolometer Glasballon, 5,6 l.

Datum	W_1 (Ω)	W_2 (Ω)	t_1 ° C	t_2 ° C	p_1 mm	p_2 mm	Δp	Ausflußzeit sec.	$\varkappa$
9./3.	625,30	620,95	16,°10	13,°95	773,87	753,87	20	1,5	1,3999
„	625,30	620,95	16,°10	13,°95	773,87	753,87	20	3,5	1,3999
„	625,30	618,85	16,°10	12,°91	783,87	753,87	30	4,5	1,4002
„	625,30	616,76	16,°10	11,°87	793,87	753,87	40	1,5	1,4000

Mittel . . . . $\varkappa = 1,4000$,
Strahlungskorrektion: . . . . . $0,0021$,
Resultat . . . . $\varkappa = 1,4021$.

Tabelle VII.

Wollastondrahtbolometer Einliter-Glasgefäß.

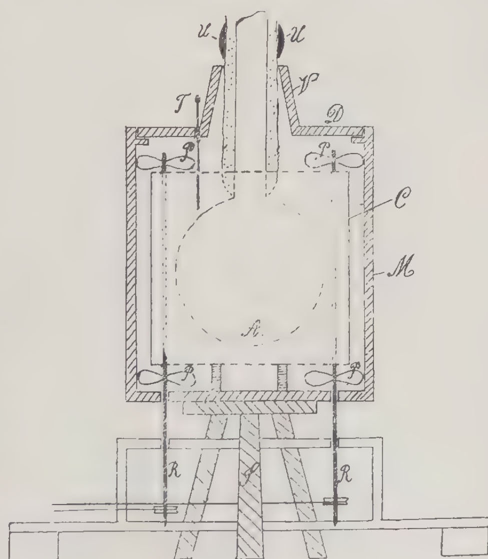
Datum	W_1 (Ω)	W_2 (Ω)	t_1 ° C	t_2 ° C	p_1 mm	p_2 mm	Δp	ϰ
12./3.	627,13	622,84	16,°70	14,°56	779,35	759,35	20	1,4002
,,	627,13	618,69	16,°70	12,°49	799,35	759,35	40	1,4004
,,	627,13	615,64	16,°70	10,°98	814,35	759,35	55	1,4001
,,	627,13	621,00	16,°80	13,°62	790,72	760,72	30	1,4003

Mittel . . . . ϰ = 1,4003,
Strahlungskorrektion 0,0021,
Resultat . . . . ϰ = 1,4024.

II. Im Folgenden sollen die vorläufigen Ergebnisse der Untersuchungen bei hohen Temperaturen mitgeteilt werden.

Da die Versuche in einem Einlitergefäß einen Grenzfall bedeuteten, war es zweckmäßiger, bei der Fortführung der Versuche mit etwas größeren Gefäßen von etwa 2 bis 2,5 L Inhalt zu arbeiten. Quarzgefäße von diesen Dimensionen werden zurzeit noch nicht hergestellt. Ich benutzte daher Kolben aus Schottschem Glase von dem angegebenen Volumen. Der Verwendung von Flüssigkeitsbädern setzte der Siedepunkt der in Betracht kommenden Flüssigkeiten zu enge Grenzen, so daß ich mich für eine geeignete Anordnung eines Luftbades entschied. Den für diese Zwecke konstruierten Heizofen stellt Fig. 2 dar.

Auf dem Sockel S steht eine Chamottemuffel M von 38 cm Höhe, 32 cm Breite, 27 cm Tiefe mit abnehmbarem Deckel D, in dessen Mitte sich ein konisches Ansatzstück V befand. Der Deckel war aus später zu erklärenden Gründen mitten durchgesägt. Im Innern der Muffel



Figur 2.

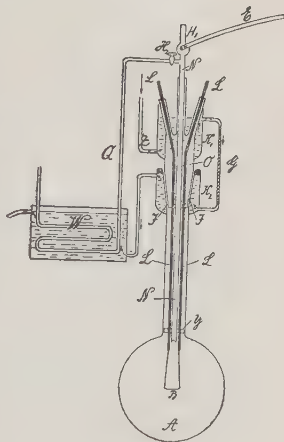
befindet sich der oben und unten offene Heizzylinder C aus Eisenblech von etwa 23 cm Höhe und 20 cm Durchmesser. Er ist außen mit einer Asbestschicht umgeben, um die in Abständen von 5 mm (an den Enden etwas dichter) 0,5 mm starker Nickeldraht gewickelt war. Der Asbest war mit Wasserglas getränkt, um ein Rutschen der einzelnen Drahtwindungen zu vermeiden. Durch den Draht wurde unter Vorschaltung von Regulierwiderständen der Heizstrom von 220 bezw. 440 Volt Spannung geschickt. Für gleichmäßige Temperatur im ganzen Innern war durch zwei mit je zwei Flügeln P versehene Rührer R gesorgt, die sich diagonal gegenüberstanden. Um die Muffel erschütterungsfrei zu haben, waren diese frei durch den Boden hindurchgeführt, wie die Figur zeigt. Auf diese Weise hatte die ganze Rührvorrichtung mit dem Ofen selbst keinerlei direkte Verbindung. Die Temperatur konnte mittels eines von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt bis 800° C geeichten Platinwiderstandsthermometers T gemessen werden. Daß diese während der Tätigkeit der Rührer überall dieselbe war, stellte ich bei Zimmertemperatur durch Vergleiche mit einem geeichten Quecksilberthermometer fest, welches ich an verschiedenen Stellen in die Muffel einführte. Bei hohen Temperaturen glichen sich Temperaturdifferenzen zwischen dem Innern des Ballons und der Heizluft, wie es auch zu erwarten war, bedeutend rascher aus als bei Zimmertemperatur, so daß zwischen dem Widerstandsthermometer und dem Wollastondrahtbolometer sich fast nie ein Gangunterschied beobachten ließ. Alle vier Flügel der beiden Rührer waren so gerichtet, daß sie die Luft nach unten drückten, einmal, weil beim Heizen die warme Luft nach oben strömt und dann, um zu vermeiden, daß die beiden unteren Flügel durch die Öffnungen am Boden kalte Luft aus dem Zimmer ansaugten. Bei dieser Anordnung erreichte ich Temperaturen bis über 500° C. Ein stationärer Zustand stellte sich etwa 3 Stunden nach Beginn des Heizens ein.

Im Verlauf der Untersuchungen hat es sich als zweckmäßig herausgestellt, für das Platinwiderstandsthermometer T eine besondere, vom Bolometerkreis vollkommen getrennte Brückenschaltung zu benützen, weil sonst die beim Umschalten auftretenden Öffnungs- und Schließungsströme störend wirkten und außerdem die nicht ganz zu beseitigenden Thermoströme eine Änderung der Nullage des Galvanometerfadens zur Folge hatten. Die bei hohen Temperaturen unvermeidlichen Schwankungen der Temperatur erschwerten auch anfangs die Messung sehr. Durch Verwendung eines empfindlichen, aber stark gedämpften Galvanometers gelang es jedoch, kleine, rasch vorübergehende Schwankungen ganz zu eliminieren und so einen Mittelwert der Temperatur zu erhalten.

Von obenher war der 2,5 L fassende Schottsche Glaskolben A in der Mitte des Heizzylinders genau justiert. Er wurde durch eine in die Zimmerwand eingelassene Klammer U gehalten, so daß er vollkommen

frei in dem Ofen hing. Damit der Übergang von der Zimmertemperatur zu der hohen Temperatur sich außerhalb des eigentlichen Ballons abspielte, war der Hals des Kolbens durch ein anderes Rohr aus der gleichen Glassorte auf 28 cm verlängert. Der ganze Hals war in mehreren Lagen mit Asbestschnur umwickelt, so daß er gerade das Ansatzrohr V des Deckels ausfüllte. Wegen der besonderen Form des Kolbenkopfes mußten die beiden Teile des Deckels von der Seite eingesetzt werden. Sie waren außerdem vollständig mit Asbestpappe belegt, um die heiße Luft aus dem Innern am Aufsteigen zu verhindern.

Große Schwierigkeiten bot die Abdichtung des Ballons nach außen hin. Die endgültige Form, die der Kopf nach verschiedenen vergeblichen Versuchen erhielt, ist in Fig. 3 angedeutet. Bei J befindet sich in dem Hals ein nach unten konisch verlaufender Schliff. In diesen paßt genau der Kopf O; an seinen oberen Enden trägt er drei kleine Röhrchen von 1,5 bezw. 0,8 cm Durchmesser, von denen die beiden äußeren aus glastechnischen Gründen schräg stehen. In das mittlere ist mit dünnflüssigem Siegellack ein Nickelrohr N von 1 cm Durchmesser eingekittet und reicht gerade bis an den Glasballon hinab. In den beiden anderen sind an einer Stelle leicht gebogene, 5 mm starke Nickelstäbe L gleichfalls mit Siegellack befestigt[1]). Diese dienen als Zuleitung zum Bolometer B, das an ihren untersten Enden durch ein anzuschraubendes Nickelplättchen festgeklemmt werden kann. Teils um durch das Nickelrohr einen Kurzschluß zu vermeiden, teils um auch eine Luftzirkulation in dem Hals zu verhindern, waren Rohr- und Zuleitungen bei Y durch ein Scheibchen aus Biskuitchamotte geführt, von dem sie außerdem noch durch dünne Glimmerplättchen isoliert waren. O ist innen vollständig mit Asbestwolle ausgefüllt und nach unten durch eine Glimmerscheibe abgeschlossen.



Figur 3.

Zur Kühlung der drei Ansatzröhrchen und des Schliffes waren von außen am Kopfe das Kühlgefäß K_1 und am Hals das Kühlgefäß K_2 angeschmolzen. Sie standen durch einen Schlauch G miteinander in Verbindung. Das Wasser trat durch Z ein und strömte in der durch Pfeile angedeuteten Weise in eine Blechwanne W. In diese tauchte das mehrfach gebogene Glasrohr Q, das bei dem Hahn H_2 in ein metallisches Ansatzrohr eingekittet war. Es führte mit seinem anderen Ende zu den

[1]) Wegen der leichten Oxydation des Kupfers wurden hier Nickelzuleitungen gewählt.

Manometern und der Druckpumpe. Durch diese Anordnung sollte vermieden werden, daß die heiße Luft aus dem Ballon in das Glasröhrensystem stieg. Als Ausströmöffnung diente Hahn H_1. Er konnte mit dem Hebel E durch einen Schnurlauf vom Beobachtungsplatze aus geöffnet und geschlossen werden.

Die beschriebene Apparatur bewährte sich bis zu Temperaturen von 500° C vorzüglich. Der etwas gefettete Schliff hielt bei 15 cm Hg Überdruck absolut dicht, und durch ihn war es möglich, die Bolometer rasch und bequem auszuwechseln, was bei allen früheren Anordnungen keineswegs der Fall war.

Die für hohe Temperaturen bestimmten Bolometer hatten ungefähr 4—5 cm lange Silberenden und waren in der Mitte etwa 2,5—3 cm abgeätzt. Sie wurden zunächst bei Zimmertemperatur unter Vergleich des Platinwiderstandsthermometers und eines Quecksilberthermometers genau geeicht. Tabelle VIII S. 21 enthält die mit der beschriebenen Anordnung bei Zimmertemperatur erhaltenen Resultate. Wie man sieht, stimmen sie mit den früheren Ergebnissen sehr gut überein, und es ist wohl hierdurch erwiesen, daß die Verwendung des Luftbades bei der $\varkappa$-Bestimmung derjenigen eines Flüssigkeitsbades an Genauigkeit in keiner Weise nachsteht. Beim Eichen des Bolometers auf höhere Temperaturen verfuhr ich so, daß ich stufenweise die Temperatur von 50° zu 50° steigerte, den Temperaturverlauf bei jeder Stufe graphisch verfolgte und gleichzeitig schon $\varkappa$-Bestimmungen in derselben Weise, wie oben beschrieben, ausführte. Bei diesen Messungen stellte sich nun heraus, daß alle verwendeten Bolometer sprungweise ihren Widerstand änderten. Um mich davon zu überzeugen, daß diese plötzlichen Widerstandsänderungen nicht an einer ungenauen Temperaturmessung, sondern am Bolometer selbst lagen, ging ich von jeder Temperaturstufe auf Zimmertemperatur zurück. Es zeigte sich auch hier, daß der Widerstand ein anderer geworden war und nicht mehr in die vorher festgelegte Eichkurve fiel. Bei den meisten wurde er größer, bei einigen nahm er zuerst ab, um nach mehrmaligem Heizen allmählich über seinen Anfangswert zu steigen. Bei allen Änderungen aber war ein eindeutiger Gang vorhanden. Zunächst schien sich der Temperaturkoeffizient dabei nicht zu ändern, was jedoch bei öfterem Heizen in recht erheblichem Maße eintrat.

Diese sprunghafte Änderung von Platinwiderständen bei höheren Temperaturen ist in einem Falle auch von Holborn und Henning[1]) bei einem 0,1 mm starken Platindrahte festgestellt worden. Jedoch scheinen auch die übrigen dort angegebenen Widerstandswerte von zwei anderen Platinthermometern dasselbe Verhalten zu zeigen[2]).

[1]) Holborn und Henning, Ann. 26. 855, 1908.

[2]) Vgl. hierzu die Tabellen I und II bei Holborn und Henning, l. c.

Die Ursache dieser Erscheinung ist noch nicht geklärt und bedarf einer besonderen Untersuchung. Weil nun über den Temperaturkoeffizient bei den verschiedenen Temperaturstufen keine sichere Aussage zu machen war, konnten die von mir angestellten Messungen zur Bestimmung von $\varkappa$ nicht benutzt werden.

Tabelle VIII.

Wollastondrahtbolometer; Luftbad; Glaskolben, 2,5 l.

Datum	W_1 (Ω)	W_2 (Ω)	T_1 abs.	T_2 abs.	p_1 mm	p_2 mm	Δp	$\varkappa$
9./10.	282,14	280,76	291,46	289,31	781,57	761,57	20	1,3998
„	282,14	280,08	291,46	288,26	791,57	761,57	30	1,4001
„	282,17	279,45	291,52	287,29	801,57	761,57	40	1,3997
10./10.	282,84	281,45	292,57	290,41	782,04	762,04	20	1,4006
„	282,85	280,79	292,58	289,37	792,04	762,04	30	1,4000
„	282,83	280,10	292,55	288,30	802,04	762,04	40	1,4006
11./10.	282,76	281,37	292,43	290,27	781,04	761,04	20	1,4002
„	282,76	280,70	292,43	289,22	791,04	761,04	30	1,3996
„	282,76	280,03	292,43	288,18	801,04	761,04	40	1,4002
„	282,74	280,68	292,40	289,19	791,04	761,04	30	1,3997

Mittel . . . . $\varkappa = 1,4001$,
Strahlungskorrektion: 0,0021,
Resultat . . . . $\varkappa = 1,4022$.

Es möge noch eine Zusammenstellung der in neuerer Zeit veröffentlichten $\varkappa$-Werte folgen:

Tabelle IX.

Temperaturmethode.

Name	Jahr	Volumen	Temperaturmessung	$\varkappa$
Lummer und Pringsheim	1894	90 l	Platinsilberblech-Bolometer	1,4025
Makower	1903	50 l	Platinthermometer	1,401
Moody	1912	60 l	Thermoelement	1,4011
Höhne	1912	15 l	Platinsilberblech-Bolometer	1,4024
„	1912	15 l	Wollastondraht	1,4018
„	1912	5,6 l	„	1,4021
„	1912	2,5 l	„	1,4022
„	1912	1 l	„	1,4024

Tabelle X.

Name	Jahr	Methode	$\varkappa$
Roentgen	1873	Druckmethode	1,4053
Kayser[1])	1877	Schallmethode	1,4106
Wüllner[2])	1878	„	1,4053
Blaikley	1884	„	1,404
Paquet	1885	Druckmethode	1,4038
Low	1894	Schallmethode	1,3968
Low corr. v. Stevens	1894	„	1,4012
Maneuvrier	1896	Druckmethode	1,3925
Leduc	1898	Schallmethode	1,4040
Violle u. Vautier	1900	Schallmethode	1,4009
Stevens	1902	„	1,4006
Hebb	1905	„	1,4003
Scheel u. Heuse[3])	1911	berechn. aus c_p u. c_v	1,400

Die vorliegende Arbeit hat folgendes ergeben:

1. Das beschriebene Wollastondrahtbolometer stellt in den angegebenen Dimensionen ein praktisch korrektionsfreies Widerstandsthermometer dar und eignet sich im besonderen gut für die Verwendung bei der Temperaturmethode.
2. Die Kurlbaumsche Einspringmethode ist mit Hilfe des aperiodischen Saitengalvanometers durch eine bequeme direkte Meßmethode ersetzt.
3. Es hat sich gezeigt, daß die Temperaturmethode nicht an große Volumina gebunden ist, sondern sich durch Benutzung der unter 1 und 2 erwähnten Änderungen auch auf kleine Volumina bis auf einen Liter Inhalt ohne Korrektion übertragen läßt.
4. Die Verwendung eines Luftbades an Stelle eines Wasserbades ändert an der Genauigkeit der Methode nichts.
5. Aus den Messungen ergibt sich für $\varkappa$ im Mittel der Wert 1,4002. Mit Berücksichtigung der Strahlungskorrektion 0,0021 folgt als Mittelwert 1,4023.
6. Es ist der Versuch gemacht, die Temperaturmethode auch auf hohe Temperaturen anzuwenden; jedoch lassen sich zurzeit wegen der beobachteten sprungweisen Widerstandsänderungen der Wollastondrahtbolometer noch keine sicheren Resultate angeben.

---

[1]) Kayser, Ann. 1877, 2. 218.
[2]) Wüllner, Ann. 4. 321. 1878.
[3]) Scheel u. Heuse, Phys. Z. 12. 1074. 1911.

Die vorliegenden Untersuchungen sind im Physikalischen Institut der hiesigen Universität auf Veranlassung von Herrn Geheimrat Lummer und Herrn Professor Pringsheim im vorigen Jahre ausgeführt worden und werden noch weiter fortgesetzt.

Meinen beiden hochverehrten Lehrern schulde ich meinen aufrichtigsten Dank für das mir stets erwiesene Wohlwollen sowie für das rege Interesse, mit dem sie während meiner ganzen Studienzeit meine Arbeiten gefördert haben.

Lebenslauf.

Ich, Erich Höhne, bin geboren am 1. Juli 1887 zu Charlottenbrunn, Kreis Waldenburg in Schlesien als Sohn des jetzigen Präsidialsekretärs am Königlichen Polizeipräsidium Breslau, Paul Höhne, und seiner Frau Martha, geb. Ebeling. Von meinem siebenten bis elften Jahre besuchte ich die hiesige evangelische Volksschule Nr. 12 und trat Ostern 1898 in die Sexta der Reformabteilung des Königlichen Friedrichsgymnasiums zu Breslau ein, welches ich Ostern 1907 mit dem Zeugnis der Reife verließ, um mich an der Breslauer Universität hauptsächlich naturwissenschaftlichen und mathematischen Studien zu widmen.

Ich hörte die Vorlesungen der Herren: Bohn †, von dem Borne, Franz †, Frech, Hintze, Kühnemann, Kneser, Ladenburg, Lummer, Passarge, Pringsheim, Rosanes, Schaefer, Stern, Sturm, Supan, Waetzmann.

Ihnen allen sage ich für die freundliche Förderung meiner Studien herzlichen Dank.